

光纤非线性孤立子通信*

杨祥林 赵阳

(东南大学, 南京)

摘要 在单模光纤异常色散区,当非线性与色散平衡时,初始注入的光脉冲演化形成光孤立子. 利用光孤立子可实现无畸变传输,大大提高光纤通信系统的容量和中继距离. 本文简述了光孤立子产生的机理,用一种简明通用的方法求得了多种形式的光纤非线性传输方程,给出了无损耗非线性传输方程基态孤立子解完整的一般表示式,同时对孤立子系统设计进行了讨论.

关键词 光通信;非线性;色散;孤立子;孤立子相互作用

一、前言

光纤中继距离和传输速率是评价光通信系统的重要指标,为了提高光通信系统的性能总是力图提高这两个指标. 但是目前的光通信系统均是线性系统,由于要保持系统线性,注入的光信号不能太强,这与提高中继距离对输入光信号的要求矛盾. 由于光纤有色散,光源有一定的谱宽,光脉冲在光纤中传输会产生展宽和畸变,这又限制了光纤传输的容量. 所以线性系统的中继距离和传输速率受到系统本身的限制.

1973年 Hasgawa 和 Tappert^[1]提出了利用单模光纤光孤立子传输实现大容量远距离通信的思想,并用计算机模拟证实了这种传输的可能性. 1980年 Mollenauer 等人^[2]证明了光纤中光孤立子的存在. 这为人们从理论上研究光孤立子传输并努力使之变为现实作出了开创性的工作.

所谓光纤光孤立子就是满足光纤非线性薛定谔方程的一种孤立波解. 这种解表示光脉冲在光纤中传输时形状幅度和速度不变. 因此利用光孤立子实现稳定传输,可大大提高光通信系统的容量和中继距离. 这就从根本上打破了线性系统对通信容量和中继距离的限制.

理论分析表明,对相同的中继距离,孤立子系统的容量比目前最好的线性系统高10—100倍^[3]. 对相同的传输速率,孤立子系统的通信距离比目前最好的线性系统长几倍—几十倍. 因此,目前光孤立子通信的研究和开发是国际上十分活跃的具有开拓性的前沿课题.

本文简述了光孤立子产生的机理,用一种简明通用的方法求得了多种形式的光纤非线性方程,给出了无损耗非线性传输方程基态孤立子解完整的一般表示式,同时对孤立子

* 1987年9月23日收到,1988年3月1日修改定稿.

系统设计进行了讨论。(对光孤立子在光通信器件中的应用将在另文中讨论.)

二、光纤孤立子产生的机理

光纤介质在光场 E 作用下,产生非线性极化,由于光纤介质是各向同性介质,电极化强度为

$$P = \sum_{n=0}^{\infty} \chi^{(2n+1)} |E|^{2n} E \quad (1)$$

式中 $\chi^{(2m+1)}$ 为单值标量函数. 对(1)式取两阶近似,光纤介质折射率可近似为

$$n \approx \sqrt{\epsilon_{r1}(1 + \epsilon_{r2} |E|^2 / 2\epsilon_{r1})} = n_1 + n_2 |E|^2 \quad (2)$$

式中 $n_1 = \sqrt{\epsilon_{r1}} = \sqrt{1 + \chi^{(1)}/\epsilon_0}$ 为线性折射率,

$$n_2 = \epsilon_{r2} / 2 \sqrt{\epsilon_{r1}} = \frac{1}{2} (\chi^{(3)}/\epsilon_0) / \sqrt{1 + \chi^{(1)}/\epsilon_0}$$

为非线性折射率. 考虑损耗时, $\chi^{(1)}$ 为复数, 记为 $\chi^{(1)} = \chi_1^{(1)} + i\chi_2^{(1)}$. 光纤介质折射率为

$$n = (n_0 + i\chi) + n_2 |E|^2 \quad (3)$$

式中

$$\begin{aligned} n_0 &= ([\sqrt{(1 + \chi_1^{(1)}/\epsilon_0)^2 + (\chi_2^{(1)}/\epsilon_0)^2} + (1 + \chi_1^{(1)}/\epsilon_0)]/2)^{1/2} \\ \chi &= ([\sqrt{(1 + \chi_1^{(1)}/\epsilon_0)^2 + (\chi_2^{(1)}/\epsilon_0)^2} - (1 + \chi_1^{(1)}/\epsilon_0)]/2)^{1/2} \\ n_2 &= \frac{1}{2} \epsilon_{r2} (n_0 - i\chi) / (n_0^2 - \chi^2) \end{aligned}$$

当损耗和非线性较小时, $n_2 \approx \frac{1}{2} \epsilon_{r2} / n_0 = \frac{1}{2} (\chi^{(3)}/\epsilon_0) / n_0$. 可见,非线性极化导致了光纤介质折射率随光功率的变化而变化. 由于光纤中传输的孤立子脉宽为皮秒数量级,而高频克尔效应的响应时间约为 $10^{-11} \sim 10^{-12}$ s 数量级,且高频克尔效应引起的折射率变化与入射光强成正比,所以这种非线性引起的折射率感应变化的主要物理过程是与分子再取向有关的高频克尔效应.

当光信号在光纤中传输时,纤芯折射率随光强变化产生自相位调制,导致产生一附加相移 $\Delta\varphi = 2\pi n_2 |E|^2 L / \lambda$, λ 为自由空间波长, L 为传输距离. 由此产生了附加频移 $\Delta\omega_1$, 即产生了

$$\Delta\omega_1 = \Delta\varphi / \Delta t = 2\pi n_2 L \frac{\partial |E|^2}{\partial t} / \lambda \quad (4)$$

另一方面,光纤介质是色散介质,波数 κ 一般为 $\kappa = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\kappa_0^{(n)} (\Delta\omega)^n}{n!}$, 式中 κ_0 为与载波频率 ω_c 对应的波数, $\kappa_0^{(n)}$ 为 $\partial^n \kappa / \partial \omega^n |_{\omega=\omega_c}$, $\Delta\omega = \omega - \omega_c$, 因此二阶色散产生的附加频移为

$$\Delta\omega_2 = \Delta\omega \kappa_0^{(2)} L \frac{\partial \Delta\omega}{\partial t} \quad (5)$$

系统设计进行了讨论。(对光孤立子在光通信器件中的应用将在另文中讨论。)

二、光纤孤立子产生的机理

光纤介质在光场 E 作用下,产生非线性极化,由于光纤介质是各向同性介质,电极化强度为

$$P = \sum_{n=0}^{\infty} \chi^{(2n+1)} |E|^{2n} E \quad (1)$$

式中 $\chi^{(2m+1)}$ 为单值标量函数。对(1)式取两阶近似,光纤介质折射率可近似为

$$n \approx \sqrt{\epsilon_{r1}(1 + \epsilon_{r2} |E|^2 / 2\epsilon_{r1})} = n_1 + n_2 |E|^2 \quad (2)$$

式中 $n_1 = \sqrt{\epsilon_{r1}} = \sqrt{1 + \chi^{(1)}/\epsilon_0}$ 为线性折射率,

$$n_2 = \epsilon_{r2} / 2 \sqrt{\epsilon_{r1}} = \frac{1}{2} (\chi^{(3)}/\epsilon_0) / \sqrt{1 + \chi^{(1)}/\epsilon_0}$$

为非线性折射率。考虑损耗时, $\chi^{(1)}$ 为复数,记为 $\chi^{(1)} = \chi_1^{(1)} + i\chi_2^{(1)}$ 。光纤介质折射率为

$$n = (n_0 + i\chi) + n_2 |E|^2 \quad (3)$$

式中

$$\begin{aligned} n_0 &= ([\sqrt{(1 + \chi_1^{(1)}/\epsilon_0)^2 + (\chi_2^{(1)}/\epsilon_0)^2} + (1 + \chi_1^{(1)}/\epsilon_0)]/2)^{1/2} \\ \chi &= ([\sqrt{(1 + \chi_1^{(1)}/\epsilon_0)^2 + (\chi_2^{(1)}/\epsilon_0)^2} - (1 + \chi_1^{(1)}/\epsilon_0)]/2)^{1/2} \\ n_2 &= \frac{1}{2} \epsilon_{r2} (n_0 - i\chi) / (n_0^2 - \chi^2) \end{aligned}$$

当损耗和非线性较小时, $n_2 \approx \frac{1}{2} \epsilon_{r2} / n_0 = \frac{1}{2} (\chi^{(3)}/\epsilon_0) / n_0$ 。可见,非线性极化导致了光纤介质折射率随光功率的变化而变化。由于光纤中传输的孤立子脉宽为皮秒数量级,而高频克尔效应的响应时间约为 $10^{-11} \sim 10^{-12}$ s 数量级,且高频克尔效应引起的折射率变化与入射光强成正比,所以这种非线性引起的折射率感应变化的主要物理过程是与分子再取向有关的高频克尔效应。

当光信号在光纤中传输时,纤芯折射率随光强变化产生自相位调制,导致产生一附加相移 $\Delta\varphi = 2\pi n_2 |E|^2 L / \lambda$, λ 为自由空间波长, L 为传输距离。由此产生了附加频移 $\Delta\omega_1$, 即产生了

$$\Delta\omega_1 = \Delta\varphi / \Delta t = 2\pi n_2 L \frac{\partial |E|^2}{\partial t} / \lambda \quad (4)$$

另一方面,光纤介质是色散介质,波数 κ 一般为 $\kappa = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\kappa_0^{(n)} (\Delta\omega)^n}{n!}$, 式中 κ_0 为与载波频率 ω_c 对应的波数, $\kappa_0^{(n)}$ 为 $\partial^n \kappa / \partial \omega^n |_{\omega=\omega_c}$, $\Delta\omega = \omega - \omega_c$, 因此二阶色散产生的附加频移为

$$\Delta\omega_2 = \Delta\omega \kappa_0^{(2)} L \frac{\partial \Delta\omega}{\partial t} \quad (5)$$

则 ϕ 对应的波数为

$$K_1 = \kappa'_0 W + \frac{1}{2} \kappa''_0 W^2 + j\omega_c \chi / c + \omega_c n_2 |E|^2 / c \quad (12)$$

显然 W 为 ϕ 所对应的频率, 上式即为 ϕ 所对应的色散方程。从色散方程与波函数方程间的对应关系^[4]:

$$P[C, -j\omega, j\kappa, (-j\omega)^2, (j\kappa)^2, \dots, (-j\omega)^n, (j\kappa)^n] = 0 \quad (13)$$

式中 $P[\]$ 为多项式, C 为常数, 可求得相应的波函数满足的微分方程为

$$P\left[C, \frac{\partial}{\partial t}, \frac{\partial}{\partial z}, \frac{\partial^2}{\partial t^2}, \frac{\partial^2}{\partial z^2}, \dots, \frac{\partial^n}{\partial t^n}, \frac{\partial^n}{\partial z^n}\right] \phi = 0 \quad (14)$$

因此(12)式所对应的微分方程为

$$j\left(\frac{\partial \phi}{\partial z} + \frac{\omega_c}{c} \chi \phi + \kappa'_0 \frac{\partial \phi}{\partial t}\right) - \frac{1}{2} \kappa''_0 \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} + \frac{\omega_c n_2}{c} |\phi|^2 \phi = 0 \quad (15)$$

对于弱导单模阶跃光纤, $R(r) = J_0(ur/a)$, a 为纤芯半径, 取远离截止点, 将 $\phi = R(r)\phi(z, t)$ 代入, 注意到 $R(r)$ 为径向本征函数振幅, 对(15)式在纤芯截面上带权 r/a 平均, 得到:

$$j\left(\frac{\partial \phi}{\partial z} + \frac{\omega_c}{c} \chi \phi + \kappa'_0 \frac{\partial \phi}{\partial t}\right) - \frac{1}{2} \kappa''_0 \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} + \frac{\omega_c n_2}{2c} |\phi|^2 \phi = 0 \quad (16)$$

上式即为文献[5, 2]所引用的考虑二阶色散时的非线性传输方程, 它描述了调制光包络在纤芯中传输的行为。

若对线性色散波波数 $\kappa(\omega)$ 取三阶色散近似, 进行同样的修正, 则可得 ϕ 对应的色散方程

$$K = \kappa'_0 W + \frac{1}{2} \kappa''_0 W^2 + \frac{1}{6} \kappa'''_0 W^3 + j\frac{\omega_c}{c} \chi + \frac{\omega_c n_2}{c} |E|^2 \quad (17)$$

同理得到:

$$j\left(\frac{\partial \phi}{\partial z} + \frac{\omega_c}{c} \chi \phi + \kappa'_0 \frac{\partial \phi}{\partial t}\right) - \frac{1}{2} \kappa''_0 \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} - \frac{1}{6} j\kappa'''_0 \frac{\partial^3 \phi}{\partial t^3} + \frac{\omega_c n_2}{2c} |\phi|^2 \phi = 0 \quad (18)$$

上式正是文献[3]引用的场包络在考虑三阶色散情况下的非线性传输方程。

对线性色散波, 其一般解也可写为:

$$E(r, z, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} F(r, \kappa) \exp[j(\kappa z - \omega(\kappa)t)] d\kappa \quad (19)$$

进行同样的推导, 可得到与(16)式形式不同的考虑二阶色散的场包络非线性传输方程:

$$j\left(\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{\omega_c}{n_0} \chi \phi + \omega'_0 \frac{\partial \phi}{\partial z}\right) + \frac{1}{2} \omega''_0 \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} + \frac{\omega_c n_2}{2n_0} |\phi|^2 \phi = 0 \quad (20)$$

上式正是文献[1]首次建立的方程形式。式中 $\omega'_0 = \partial\omega/\partial\kappa|_{\kappa=\kappa_c}$, $\omega''_0 = \partial^2\omega/\partial\kappa^2|_{\kappa=\kappa_c}$, n_0 为线性介质折射率。

由(16), (18)和(20)式看出, 纤芯的色散, 非线性和损耗规定了场包络在纤芯中传输的性质。

四、无损耗光纤非线性方程的逆散射解

为了清楚地看出光纤非线性方程(16)的解的性质,假定光纤损耗为零,进行归一化变换后得

$$j \frac{\partial q}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 q}{\partial T^2} + |q|^2 q = 0 \quad (21)$$

式中 $\xi = 10^{-2}z/\lambda$ 归一化度传输距离, $T = 10^{-4.5}(t - \kappa_0 z)/(-\lambda \kappa_0'')^{1/2}$ 归一化度时间, $q = 10^{4.5}(\pi n_2)^{1/2} \phi$ 归一化度场包络函数。可见,场包络在零损耗、色散和非线性系统中传输满足标准的非线性薛定谔方程。1971年 Zakharov 和 Shabat^[6] 将 Gardner 等人求解 $Kd-v$ 方程的逆散射方法发展到解二维薛定谔系统,求出了 $j\partial q/\partial T + \partial^2 q/\partial \xi^2 + u|q|^2 q = 0$ (u 为任意常数)的非线性薛定谔方程的解。而对于光纤无损耗非线性传输方程(21)式,文献[3]提到用逆散射法求解,但只给出了基态孤立子的特殊解形式,并且没有任何求解过程,其它文献都是引用文献[3]的结果。本文给出了利用逆散射方法求解方程(21)式的主要过程,由此得到了基态孤立子完整的一般解表示,并指出高阶孤立子解的基本特征。

按照逆散射法,以 q 为位势,构成萨哈罗夫-沙巴特系统^[6]:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial V_1}{\partial T} &= -jPV_1 + qV_2 \\ \frac{\partial V_2}{\partial T} &= jPV_2 - q^*V_1 \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

式中 P 为本征值, V_1, V_2 为对应于本征值 P 的波函数, q^* 是 q 的复共轭, q 为归一化场包络函数,即系统中的位势。

假定波函数 V_1, V_2 的演化形式为^[7]:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial V_1}{\partial \xi} &= AV_1 + BV_2 \\ \frac{\partial V_2}{\partial \xi} &= CV_1 - AV_2 \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

注意到本征值 P 与 ξ 无关,利用(22)式与(23)式的混合偏导数相等,并取得待定系数为

$$\begin{bmatrix} A \\ B \\ C \end{bmatrix} = \sum_{n=0}^{\infty} \begin{bmatrix} A_n \\ B_n \\ C_n \end{bmatrix} P^n$$

可得 q 的演化方程为

$$q'_\xi = jA_1 q'_T - \frac{1}{2} A_2 (q''_T + 2|q|^2 q) \quad (24)$$

显然,令 $A_1 = 0, A_2 = -j$, (24)式就是方程(21),所以 V_1, V_2 的演化形式(23)式为

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial V_1}{\partial \xi} &= j \left(\frac{1}{2} |q|^2 - P^2 \right) V_1 + \frac{1}{2} (jq'_T + q) V_2 \\ \frac{\partial V_2}{\partial \xi} &= \left(\frac{1}{2} jq^*_T - q^* \right) V_1 - j \left(\frac{1}{2} |q|^2 - P^2 \right) V_2 \end{aligned} \right\} \quad (25)$$

萨哈罗夫-沙巴特系统的解为:

$$V = \begin{pmatrix} V_1 \\ V_2 \end{pmatrix} = f(\xi)\phi = f(\xi) \begin{pmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \end{pmatrix}$$

或

$$V = \begin{pmatrix} V_1 \\ V_2 \end{pmatrix} = f(\xi)\varphi = f(\xi) \begin{pmatrix} \varphi_1 \\ \varphi_2 \end{pmatrix} \quad (26)$$

式中

$$\varphi(T, P) = C_{11}(P, \xi)\phi(T, P) + C_{12}(P, \xi)\phi^*(T, P) \quad (27)$$

$$\phi(T, P) = C_{21}(P, \xi)\varphi^*(T, P) + C_{22}(P, \xi)\varphi(T, P) \quad (28)$$

φ^* 和 ϕ^* 分别为 φ 和 ϕ 的共轭。 φ 与 ϕ 的渐近关系为

$$\lim_{T \rightarrow -\infty} \varphi = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} e^{-iPT}, \quad \lim_{T \rightarrow +\infty} \phi = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} e^{iPT}$$

假定位势区域有限, 注意到(25)和(28)式, 可得归一化散射数据

$$\left. \begin{aligned} m_{Li}(P_i, \xi) &= -\frac{C_{22}(P_i, \xi)}{C'_{21P}(P_i, \xi)} = -j \frac{C_{22}(P_i, 0)}{C'_{21P}(P_i, 0)} e^{-2iP_i^2\xi} \\ m_{Ri}(P_i, \xi) &= j \frac{C_{11}(P_i, \xi)}{C'_{12P}(P_i, \xi)} = j \frac{C_{11}^*(P_i, 0)}{-C'_{12P}(P_i, 0)} e^{2iP_i^2\xi} = m_{Ri}(P_i, 0) e^{2iP_i^2\xi} \end{aligned} \right\} \quad (29)$$

式中 $C'_{21P} = \partial C_{21} / \partial P|_{P=P_i}$, 下标 i 为正整数。在无反射位情况下, (21)式存在孤立子解。

考虑基态孤立子解, $P = P_i = \alpha + j\beta$ ($\beta > 0$), 定义 $\kappa(\chi) = e^{iP_i\chi}$, $H(\chi) = m_{Ri}e^{iP_i\chi}$, 由 Marchenko 方程的分析得

$$M(T) = \int_T^\infty \kappa^*(T')H(T')dT' = \frac{m_{Ri}(P_i, 0)}{2\beta} e^{-2\beta T - 4\alpha\beta\xi + 2i(\alpha^2 - \beta^2)\xi} \quad (30)$$

因此(21)式的基态孤立子完整的一般解为

$$\begin{aligned} q(T, \xi) &= 2\kappa^*(T)H^*(T) (1 + M(T)M^*(T))^{-1} \\ &= 2\beta \operatorname{sech}(2\beta T + 4\alpha\beta\xi - \delta) e^{-i(2\alpha T + 2(\alpha^2 - \beta^2)\xi + \theta)} \end{aligned} \quad (31)$$

式中 δ 与 θ 满足 $m_{Ri}(P_i, 0)/2\beta = \exp(\delta + j\theta)$, 分别表示孤立子的初始位置和初始相位。显然 α , β , δ 和 θ 由 (21) 式的初始条件 $q(T, 0)$ 决定, 若给定合适的初始条件 $q(T, 0)$ 使得本征值 P_i 位于虚轴上, 即孤立子速度与载波同步, 且使得孤立子的初始位置 δ 和初始相位 θ 等于零, 则(31)式变为

$$q(T, \xi) = q_0 \operatorname{sech} q_0 T e^{iq_0^2\xi/2} \quad (32)$$

式中 $q_0 = 2\beta$, 这正是文献 [3] 给出的基态孤立子的特殊解形式。若给定的初始条件 $q(T, 0)$ 使得孤立子速度与载波不同步, 则(31)式变为

$$q(T, \xi) = q_0 \operatorname{sech} q_0(T - \xi/u) e^{-j(-T/u + \frac{1}{2}(1/u^2 - q_0^2)\xi)} \quad (33)$$

式中 $u = -1/2\alpha$, 由归一化时间表示。注意到线性波数的级数展开式, 又可得

$$1/u = 10^{1.5}\lambda \sqrt{-\kappa_0'} (\omega - \omega_c).$$

可见载波频率的偏移导致孤立子中心的移动。由(31), (32)和(33)式可看出, 注入场包络 $q(T, 0) = q_0 \operatorname{sech} q_0 T$, 在光纤中可实现无畸变传输。

对于高阶孤立子解, (31)式中 $\kappa(T)$, $H(T)$ 和 $M(T)$ 均为矩阵, 1 相应地变为单位矩阵。对于 N 阶孤立子解, 若本征值 P_1, P_2, \dots, P_N 具有不同的实部, 当 ξ 足够大时, 解就分解成 N 个具有 (31) 式结构的清晰的孤立子; 在本征值 P_1, P_2, \dots, P_N 具有相同实部情况下, 解出现极为复杂的结构。

五、损耗情况下的系统设计讨论

考虑损耗情况下对 (16) 式采用同样的变换得

$$j \frac{\partial q}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 q}{\partial T^2} + |q|^2 q = -j\Gamma q \quad (34)$$

式中 $\Gamma = 10^9 \lambda \alpha / 8.7$, α 为光纤单位长度损耗。设载波波长 $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$, 光纤损耗 $\alpha = 0.2 \text{ dB/km}$, $z = 1.3 \text{ km}$, $t = z/V_g = 1.7 \text{ ps}$, 场包络 $\phi = 2 \times 10^6 \text{ V/m}$, 对于 SiO_2 材料, $n_2 \approx 1.2 \times 10^{-22} (\text{m/V})^2$, 由变换关系可得 q, ξ, T 均为 1 个单位, $\Gamma \approx 3 \times 10^{-2}$, 显然, (34) 式右边为理想情况下的微扰。注意到此情况下本征值 P 是 ξ 的函数, 利用 (31) 和 (34) 式, 采用微扰理论, 得到损耗情况下的基态孤立子完整的一般解为

$$q(T, q) = q_0 e^{-2T\xi} \text{sech}[q_0 e^{-2T\xi}(T - \xi/u) - \delta] \exp\{-j[-T/u + \xi/2u^2 - (1 - e^{-4T\xi})q_0^2/8\Gamma + \theta]\} \quad (35)$$

由解看出, 归一化场包络在损耗光纤中传输时, 幅值按 $e^{-2T\xi}$ 衰减, 而脉宽展宽为

$$2T(z) = 2T_0 \exp(0.23\alpha z) \quad (36)$$

T_0 定义为 $\text{sech } q_0 T_0 = 0.65$ 时的值。可见, 基态孤立子脉宽的增大仅与光纤的本征损耗有关。图 1 示出了归一化脉宽与传输距离的关系曲线。脉冲展宽是恶化系统质量和缩短

传输距离的主要原因。假如系统误码率要求脉冲展宽小于 e^2 , 则 z 必须小于 $8.7/\alpha (\text{km})$ 。显然系统工作波长 λ 为 $1.55 \mu\text{m}$ 时传输距离最长。

由归一化变换关系和脉宽的定义可得光纤截面上的峰值功率为

$$P_0 = \frac{2\pi\epsilon_0 n c D^2}{\left(1 - \frac{\lambda}{n} \frac{\partial n}{\partial \lambda}\right) n_2 \omega_c^2 (2t_0)^2} \cdot \left(-\lambda^2 \frac{\partial^2 n}{\partial \lambda^2}\right) \cdot \exp(-0.46\alpha z) \quad (\text{W}) \quad (37)$$

式中 c 为光速, D 为纤芯直径, n 为线性折射率。由 (37) 式可看出, P_0 恒定时,

当 $\lambda \rightarrow \lambda = 1.27 \mu\text{m}$ 零色散点, 脉宽 $2t_0$ 趋近于零。这意味着脉宽 $2t_0$ 恒定传输所需要的维持色散与非线性效应平衡的功率 P_0 在零色散点附近很小。同时还可看出, 在零色散点处, 必须考虑三阶以上色散与非线性的平衡, 否则, 孤立子失去它的特征。

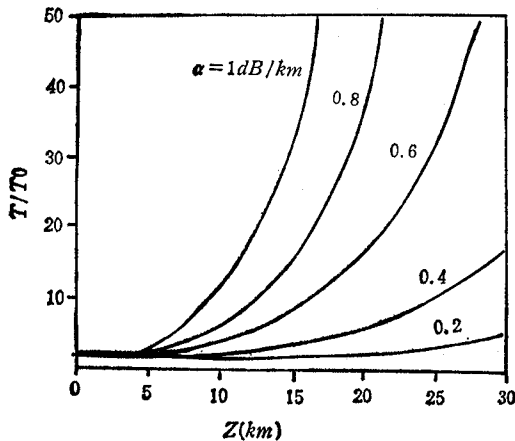


图 1 T/T_0-z 关系曲线

综上所述,最小功率和最小脉宽对工作波长的要求不同。因此,为了同时实现最小脉宽和最小功率以达到系统最优,选择色散移位光纤是适宜的。

当用 $q(T, \xi = 0) = a q_0 \operatorname{sech} q_0 T (1/2 \leq a \leq 3/2)$ 的双曲正割初始光脉冲激励基态孤立子时,输入信号功率 P_i 必须在 $(1/4 \sim 9/4)P_0$ 之间,输入功率过高,将导致高阶孤立子产生,是孤立子通信所不希望的。在 P_i 偏离 P_0 情况下,光脉冲演变为基态孤立子的演变长度 $L_0 = 2c|q|^2/(\omega_c n_2)$ 。因此考虑到光纤损耗的存在,应有 $1/4P_0 \leq P(z = L_0) \leq 9/4P_0$,以确保演变的稳定。

当用 $q(T, \xi = 0) = q_0 \exp[-(T/T_0)^2]$ 的高斯初始脉冲激励时,演变长度为

$$L_0 = \sqrt{c} T_0 V_{gc} / \left(q_0 \sqrt{2\omega_c n_2 \frac{\partial V_g}{\partial \omega}} \right) \quad (38)$$

式中 c 为光速, V_{gc} 为载波速度。演变的孤立子数 N 取决于脉冲面积

$$A = \int_{-\infty}^{+\infty} |q(T, \xi = 0)| dT = \sqrt{\pi} q_0 T_0 \quad (39)$$

当 $A_0/2 < A < 3A_0/2$ 时,高斯包络演变为基态孤立子, $A_0 = \int_{-\infty}^{+\infty} q_0 \operatorname{sech} q_0 T dT = \pi/2$ 为基态孤立子面积。因此,窄谱线激光器也可做为孤立子系统光源,为系统的实现提供了便利。

六、孤立子相互作用对系统设计影响的探讨

在孤立子系统设计中,孤立子相互作用是一个不容忽视的问题。以前的文献研究的都是两个孤立子的相互作用,研究结果表明,两孤立子相互作用是周期性的吸引靠近-完全重合-位置恢复的过程。这种相互作用引起的孤立子序列畸变将使得传输速率严重减小。但是,我们利用分步富氏变换方法^[8],对三孤立子

$$q(T, \xi = 0) = \operatorname{sech}(T + \Delta T) + \operatorname{sech} T + \operatorname{sech}(T - \Delta T)$$

的相互作用进行了数值研究,结果发现,三孤立子相互作用与二孤立子相互作用完全不同。图2与图3分别给出了相邻孤立子间隔 $\Delta T = 7$, $\Gamma = 0$ 时的二孤立子和三孤立子的传输图形。由图可清楚的看出,在二孤立子传输情况下,孤立子相互吸引,在 $\xi = 26$ 处重合,造成完全不可检测。而在三孤立子情况下,孤立子相互作用很小,孤立子序列基本不产生畸变,根本不发生由于相互重合而造成的完全不可检测,随着 ΔT 的减小,二孤立子相互作用周期迅速减小,相互作用迅速增大;而三孤立子相互作用的增大所产生的孤立子位置变化并不十分严重,只是产生孤立子幅值的较大变化,这并不会造成检测时的太大困难。

根据三孤立子相互作用的特点,可以采用非等时孤立子传输来提高传输速率,即把每三个孤立子看作为一个序列,序列与序列之间采用增大孤立子分离 ΔT_1 的办法避免孤立子相互作用,而序列本身由于相互作用很小,可取孤立子分离 ΔT_2 很小以提高传输速率。图4是这种通信方式的示意图。计算表明,为了避免序列与序列之间的孤立子相互作用, ΔT_1 应取 $\Delta T_1 \geq 10$,而序列本身孤立子之间的分离 ΔT_2 可小到 $\Delta T_2 \approx 3$ 。这种传输方

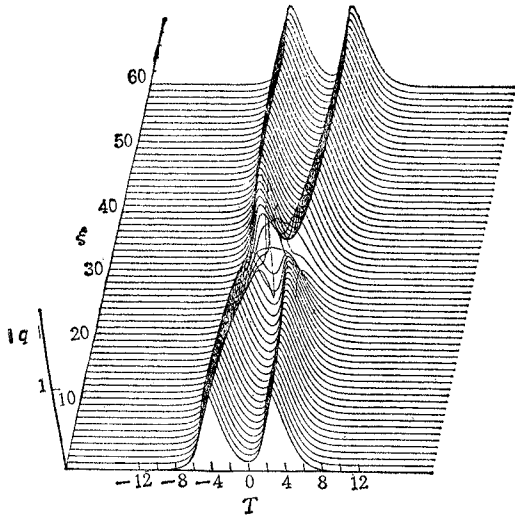


图2 二孤立子传输图形

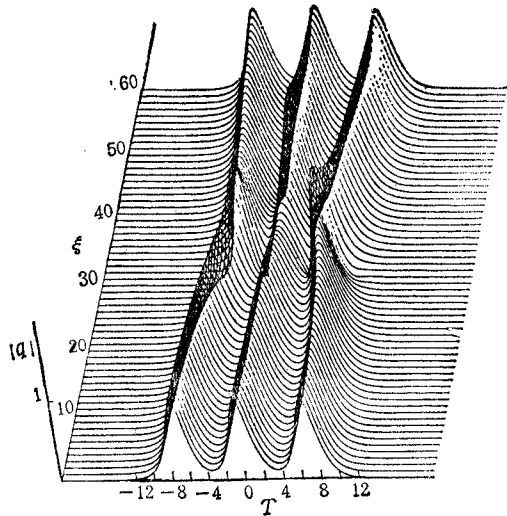


图3 三孤立子传输图形

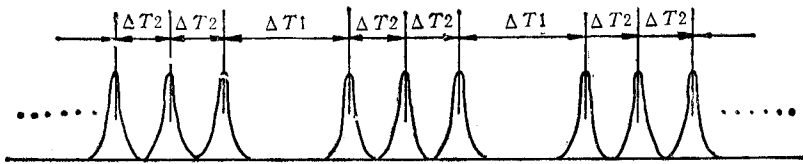


图4 非等时孤立子传输示意图

式既避免了孤立子相互作用的产生,又由于 ΔT_1 较小补偿了 ΔT_2 较大而引起的传输速率的减小,同时还不会使通信系统复杂化

对更多个孤立子相互作用的数值研究表明,它们与二孤立子和三孤子相互作用也有着较大的区别.图5示出了四孤立子的传输图形.显然非等时孤立子传输中的序列不能有更多个孤立子构成,只能由三个孤立子构成,否则,由于序列本身严重的相互作用所产生的序列畸变将导致某些距离上的检测误码.

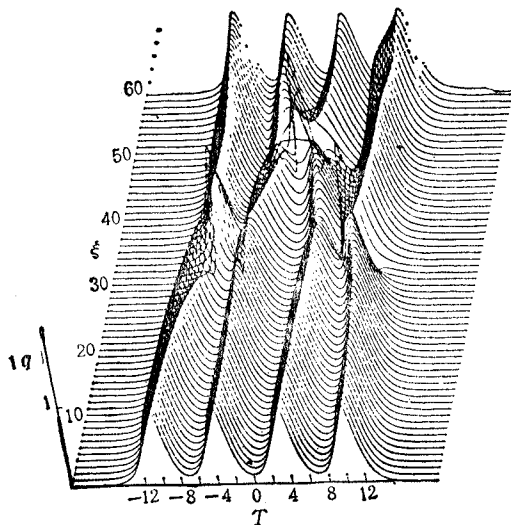


图5 四孤立子传输图形

值得指出,非等时传输方式只适用于分布光纤损耗补偿孤立子通信系统,而对于非损耗补偿系统,任何传输方式都会产生相互作用,除非相邻孤立子分离相当远.因此,寻找对光纤损耗进行

补偿的具有实用意义的方法仍是一个重要的课题。

参 考 文 献

- [1] A. Hasegawa, F. Tappert, *Appl. Phys. Lett.*, 23(1973), 142—144.
- [2] L. F. Mollenauer, R. H. Stolen, J. P. Gordon, *Phys. Rev. Lett.*, 45(1980), 1095—1098.
- [3] A. Hasegawa, Y. Kodama, *Proc. IEEE*, 69(1981), 1145—1151.
- [4] G. B. Whitham, *Linear and Nonlinear Waves*, New York, 1973.
- [5] K. J. Blow, N. J. Doran, *Opt. Comm.*, 42(1982), 403—406.
- [6] V. E. Zakharov, A. B. Shabat, *Sov. Phys. JETP*, 34(1972), 62—69.
- [7] G. L. Lamb, *Elements of Soliton Theory*, New York, 1980.
- [8] R. H. Hardin, F. D. Tappert, *SIAM Rev.*, 15(1973), 423—424.

OPTICAL FIBER NONLINEAR SOLITON COMMUNICATION

Yang Xianglin Zhao Yang

(Southeast University, Nanjing)

Abstract In anomalous dispersion of monomode optical fiber, an optical soliton is evolved from an optical pulse in the fiber when the nonlinearity is balanced by dispersion. Transmission without distortion, which can greatly improve the capacity and relaying distance of the optical communication system, can be realized by using optical solitons. The mechanism of the generation of optical solitons is expounded. A few forms of nonlinear transmission equation are obtained by using a simple and clear method. The general complete expression of elementary soliton solution of the nonlinear transmission equation without losses is given, and the design of the soliton transmission system is discussed.

Key words Nonlinearity; Dispersion; Soliton; Soliton interaction